ROK II. WARSZAWA, MARZEC 1939. ZESZYT 1.

KWARTALNIK TELEKOMUNIKACYJNY

CZASOPISMO NAUKOWE POŚWIĘCONE SPRAWOM TELEKOMUNIKACJI

WYDAWANE PRZEZ STOWARZYSZENIE TELETECHNIKÓW POLSKICH PRZY POPARCIU MINISTERSTWA POCZT I TELEGRAFÓW.

Adres Redakcji i Administracji: **Warszawa, Plac Napoleona 10, tel. 343-77.**

Prenumerata roczna wynosi zł 2.—

TREŚĆ Nr 4.

Str.

1. Zagadnienia teoretycznego i doświadczalnego ustalania gęstości prądów błądzących
Dr. W. Beck 1
2. Teoria megnetyzmu
Inż. J. Gliński 10

SOMMAIRE DU No 4.

Page

1. Les problèmes de la determination theoretique et experimentale de la deusité des courants vagabonds
par Dr W. Beck 1
2. Théorie du magnetisme.
par J. Gliński, ing. 10

Rok II. Warszawa, Marzec 1939. Zeszyt 1.

KWARTALNIK TELEKOMUNIKACYJNY

CZASOPISMO NAUKOWE
POŚWIĘCONE SPRAWOM TELEKOMUNIKACJI
WYDAWANE PRZEZ STOWARZYSZENIE TELETECHNIKÓW POLSKICH
PRZY POPARCIU MINISTERSTWA POCZT I TELEGRAFÓW.

Adres Redakcji i Administracji: **Warszawa, Plac Napoleona 10, tel. 343-77.**

Prenumerata roczna wynosi zł 2.—

TREŚĆ Nr 4.

Str.
1. Zagadnienia teoretycznego i doświadczalnego ustalania gęstości prądów błądzących
Dr. W. Beck 1
2. Teoria megnetyzmu
Inż. J. Gliński 10

SOMMAIRE DU No 4.

Page
1. Les problèmes de la determination theoret que et experimentale de la deusité des courants vagabonds
par Dr W. Beck 1
2. Théorie du magnetisme.
par J. Gliński, ing. 10

Dr. W. BECK.

ZAGADNIENIA TEORETYCZNEGO I DOŚWIADCZALNEGO USTALANIA GĘSTOŚCI PRĄDÓW BŁĄDZĄCYCH.

Część teoretyczna.

Metody badania prądów błądzących, wywołanych urządzeniami kolei elektrycznych zasilanych prądem stałym, nie są dotychczas całkowicie ścisłe, jeżeli chodzi o określenie tak ważnej wielkości, jak gęstość prądu oddawanego do ziemi, a przecież gęstość prądu wypływającego z przewodu metalowego (np. rurociągu czy linii kablowej) do ziemi, wpływa bezpośrednio, w zależności od czasu, na szybkość korozji. Pierwszy krok w kierunku rozważań ilościowych można zrobić przez cyfrowe określenie „gęstości prądu anodowego". Można się posługiwać w tym celu różnymi metodami pomiarowymi, o których szerzej mówić nam wypadnie w drugiej części niniejszej pracy. Na tym miejscu ograniczymy się do nadmienienia, że metody te wykazują większe lub mniejsze wady.

W tym stanie rzeczy należy się zastanowić nad możliwością rachunkowego określenia szukanej wielkości, gdyż w każdym wypadku rachunek taki odegra ważną rolę, przynajmniej jako sprawdzian.

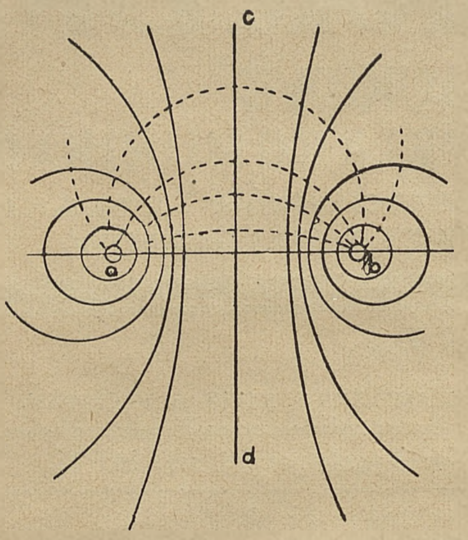
Zważywszy, że powrotny prąd kolejowy rozgałęzia się na prąd płynący przez ziemię i rurociąg czy powłokę kabla, leżące równolegle do przewodu powrotnego, można ułożyć proste równania różniczkowe, których rozwiązania prowadzą do określenia szukanej gęstości prądu.

Poza tym można otrzymać pewne rozwiązania przez zastosowanie praw Kirchoffa do badań elektrostatycznych przepływu prądu w ziemi pomiędzy szyną a rurociągiem, czy powłoką kablową.

Przepływ prądu pomiędzy szyną a rurociągiem, czy powłoką kabla można sobie elektro-

statycznie wyobrazić w sposób pokazany na rys. 1.

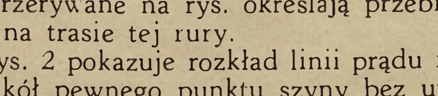
Rys. 1 przedstawia jak najogólniej przekrój rozłożenia potencjałów pomiędzy dwiema elektrodami kulkowymi a i b. Otaczające elektrody krzywe ekwipotencjalne są przedstawione w układzie spółrzędnych biegunowych. Linie prądu wychodzą jak gdyby z ognisk a i b i tworzą ekscentryczne koła. Krzywe wyrysowane liniami ciągłymi łączą punkty o jednakowym napięciu. Krzywe te są przecinane pod kątem prostym przez łuki określające linie prądu (na rys. linie przerywane). Wszystkie łuki przecinają ogniska, a środki ich leżą na osi środkowej prostopadłej do osi łączącej ogniska a i b.



RYS. 1. KRZYWE EKWIPOTENCJALNE I LINIE PRZEPŁYWU PRĄDU BŁĄDZĄCEGO, POMIĘDZY ELEKTRODAMI ZNAJDUJĄCYMI SIĘ W ZIEMI.

Jeżeli którekolwiek z kół równych napięć pokrywa się z przekrojem rury metalowej, z której prostopadle wypływają prądy błądzące, wtedy linie przerywane na rys. określają przebieg linii prądu na trasie tej rury.

Rys. 2 pokazuje rozkład linii prądu i napięcia wokół pewnego punktu szyny bez uwzględnienia wpływu pobliskiego rurociągu, czy linii kablowej, zniekształcającej wielkość potencjałów.



RYS. 2. KRZYWE EKWIPOTENCJALNE I LINIE WYPŁYWU PRĄDU BŁĄDZĄCEGO Z SZYNY.
(Rurociąg nie połączony z szyną).

Ułożenie wspomnianych wyżej równań różniczkowych jest możliwe jedynie przy pewnych założeniach upraszczających. A więc przede wszystkim ograniczamy się do rozważania torów czy kabli przebiegających równolegle i obciążonych równomiernie.

Rozważmy przypadek np. elektrycznej linii kolejowej, zasilanej z jednego tylko punktu; wszystkie opory znajdujące się w tej linii są stałe, a całkowity prąd przepływający z szyn do ziemi wchodzi nieosłabiony do powłoki kabli, czy rurociągu, leżących w pobliżu linii kolejowej. Należy określić gęstość prądu błądzącego charakteryzującą czas przydatności zagrożonego kabla czy rurociągu, czyli przewidywany okres użytkowania tych urządzeń.

W pierwszym przybliżeniu zakładamy, że szybkość postępu korozji jest proporcjonalna do gęstości prądu, wypływającego do ziemi. W ten sposób otrzymujemy — np. przez podzielenie całej wartości prądu płynącego w powłoce przez całą powierzchnię, z której prąd wypływa do ziemi — średnią wartość całkowitej gęstości prądu, wypływającego w terenie zagrożonym.

W ten sposób określamy średnią wartość gęstości prądu błądzącego odniesioną na pewien odcinek strefy zagrożonej przez[1]):

$$j(x) = \frac{10}{\pi D} \frac{I}{L} \frac{R_s}{R_s + R_k} \times$$

$$\times \frac{C - CF}{F - \frac{F}{LA} \ln\left[\frac{F}{LA} + \sqrt{\frac{F^2}{L^2 F^2} - 1}\right]}; \quad . \quad . \quad (1)$$

gdzie

$$F = \sin h(LA); \; C = \frac{L - x}{L}; \; A = \sqrt{\frac{R_s + R_k}{R_t}}; \quad (2)$$

(znaczenie poszczególnych symboli podane jest na końcu rozdziału).

Jeżeli warunki obciążenia trasy kabli, oporu szyn i powłoki kabla a wreszcie średnice powłoki kabla nie zmieniają się, to średnia gęstość prądu wyraża się stałą C i funkcją absolutnej liczby (L A), zależnej od oporu przejścia do ziemi i od całkowitej długości trasy kolei.

Największą gęstość prądu możemy stąd określić przez

$$j_{\max}(x) = \frac{10\,k}{\pi D} \cdot \frac{I}{L} \cdot \frac{R_s}{R_s + R_k} \left[\frac{LA}{\operatorname{tg} h(LA)} - 1\right]; \quad (3)$$

gdzie k wyraża stosunek największej do średniej wartości prądu na obwodzie kabla. Ponieważ pole prądu przechodzącego do ziemi jest niesymetryczne, przeto największa gęstość wystąpi na powierzchni tej części powłoki kabla, która zwrócona jest w stronę szyny.

W pracy niniejszej nie będziemy się dalej zagłębiać w obliczenia całkowitego spadku napięć na szynach względnie linii kablowej, czy pomiędzy szyną a kablem. Zauważymy tylko, że wartość najmniejszą oblicza się podobnie, jak wyżej podaną wartość największą.

Równanie 1) i 3) można uprościć przez rozwinięcie funkcji wykładniczej w szereg i uwzględ-

[1]) Punkt x oznacza zagrożone miejsce na odcinku, którego punkt końcowy zbiega się z punktem końcowym badanej linii kolejowej, względnie z punktem końcowym rozważanego odcinka trasy kolei.

nienie pierwszego tylko członu rozwinięcia; otrzymamy wtedy

$$\bar{j}'(x) = \frac{9,1\ I}{\pi D\ L} \frac{R_s}{R_s + R_k} \frac{L^2 A^2}{6 + L^2 A^2}; \quad . \quad (4)$$

$$j'_{max}(x) = 2,2\, k \bar{j}'(x); \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Podczas gdy ze wzorów ogólnych wynika, że gęstość prądów błądzących zmienia się wzdłuż trasy kolei według praw linii łańcuchowej, to z wzorów uproszczonych otrzymuje się zależność paraboliczną. Podane tu wzory są często w literaturze zalecane, jako nadające się do obliczeń praktycznych.

Z kolei należy odpowiedzieć na pytanie, czy przez stosowanie wzorów uproszczonych popełniamy duże błędy. Analityczne badanie zachodzących okoliczności wykazuje, że wzory uproszczone dają rezultaty realne tylko w nielicznych wypadkach wyjątkowych, kiedy trasy kolejowe są krótkie a opory przejść wysokie. Dokładnych granic liczbowych stosowania tych wzorów podać nie można.

Rozważmy kilka przykładów liczbowych oświetlających powyższe zagadnienia. Przykłady te obrazują szczególnie wpływ średnicy powłoki kabla na gęstość prądów błądzących.

Kabel o średnicy 5 cm, leży w ziemi oddalony o 1 m od przewodu powrotnego kolei. Przy obliczeniu przyjęto $\bar{j} = 0{,}12$ mA na powierzchnię 1 dm^2. Największa wartość prądu na powierzchni kabla skierowanej w stronę szyny j_{max} jest w tym wypadku 1,09 razy większa od $\bar{j}$ i wynosi okrągło 0,131 mA, a $\frac{j_{max}}{j_{min}}$ wynosi 1,24.

W przypadku kabla o średnicy 100 cm oblicza się w tych samych warunkach:

$$\bar{j} = 0{,}0174\, A; j_{max} = 1{,}915 \times \bar{j} = 0{,}0246\, A;$$

$$\frac{j_{max}}{j_{min}} = 3{,}68;$$

Przy kablach więc o małej średnicy zewnętrznej nie tylko średnia, ale i największa wartość gęstości prądu jest większa, aniżeli przy kablach o dużej średnicy.

Jak z przytoczonych równań wynika, natężenie prądu błądzącego zależne jest od odległości kabla od szyn. Współczynnik k zmniejsza się z wzrastającą odległością od szyn, tym samym zmniejsza się niebezpieczeństwo nagryzania metalowej powierzchni kabla. Dla określonego układu obliczono np. przy pewnych założeniach, że jeżeli kabel oddalony jest o 20 m od szyn, to wchodzi do niego $^1/_3$ część całkowitego prądu błądzącego. Przy zmniejszeniu zaś oddalenia do 2 m—prąd wchodzący wzrasta do $^3/_4$.

Różnica pomiędzy gęstością prądu na przedniej i tylnej (w stosunku do szyn) części powierzchni kabla jest już zagadnieniem czysto teoretycznym. Jeżeli gęstość prądu na przedniej części powierzchni kabla jest rzędu mogącego spowodować zagrożenie korozyjne, to stwierdzenie to jest dostateczne do określenia istnienia niebezpieczeństwa korozji. Jeżeli gęstość prądu w tej części powierzchni kabla nie wzbudza obaw, to tym bardziej nie budzi ona żadnych obaw na odwrotnej części powierzchni.

Zamiast gęstości prądu j można łatwo wprowadzić bezpośrednią miarę zagrożenia korozyjnego, a to przez założenie

$$j = \frac{\vartheta \cdot \gamma}{T\alpha}; \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

We wzorze tym ϑ oznacza średnią grubość nadgryzionej części powłoki kabla, α stałą materiału, γ gęstość materiału, z którego utworzona jest powłoka kabla, a T czas działania prądu. Wzór 6) wypływa z prawa Faradaya i nie będzie więcej na tym miejscu szerzej omawiany.

Czas T można w prosty sposób związać z obciążeniem trasy kolejowej; Szwajcarska Komisja Korozyjna ustaliła następujący wzór na określenie zagrożenia w sferze przepływu prądu do ziemi

$$\vartheta = k' \left(\frac{\alpha}{\gamma}\right) \frac{I R_s L T'}{R_t}; \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Należy jednak zawsze mieć na uwadze, że rozważania wyżej przeprowadzone są słuszne, jeżeli spełnione będą warunki określone poprzednio (str. 2), następnie, jeżeli kabel znajduje się w otoczeniu nieograniczonym, przewodzącym równomiernie we wszystkich kierunkach i wreszcie, jeżeli kabel przebiega zupełnie równolegle do szyn na przestrzeni nieskończenie długiej. Dla szyn kolejowych założenia te są wogóle nie do spełnienia, gdyż szyny leżą w przejściu pomiędzy stosunkowo dobrym przewodnikiem—jakim jest ziemia i bardzo złym—powietrzem, a w wypadkach takich przekroje powierzchni ekwipotencjalnych nie są ani cylindryczne ani kołowe. Ostatnio Gibrat[2]) wskazał, że nie wystarcza wprowadzenie do rachunku tylko takich wielkości zespolonych jak całkowity opór pomiędzy szyną a kablem. Dowiódł on również, że założenie $I_k(x) \backsim i(x)$ (gdzie $I_k(x)$ oznacza prąd płynący przez powłokę kabla w punkcie x) jest w zasadzie swej nie słuszne. Gibrat przeprowadził ścisłe obliczenie i w ten sposób skorygował analitycznie dotychczasową teorię.

W myśl założeń Gibrat potencjał całkowity dowolnego punktu w układzie spółrzędnych x, y, z, w ziemi, na szynie kolejowej i w powłoce kabla uważa się za sumę 3 potencjałów częściowych:

a więc po pierwsze, potencjału pierwszego stopnia V_0 występującego na tej elektrodzie, na której prąd jak by brał swój początek, zmieniającego się w stosunku odwrotnie proporcjonalnym do odległości,

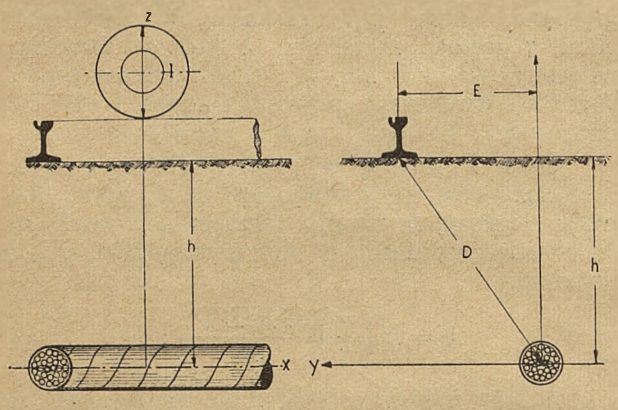
po drugie, pierwszego potencjału drugiego stopnia V_1 charakteryzującego spadek napięcia na szynie i zależnego od elektrody poprzednio wymienionej, właściwości gruntu i powłoki kabla,

---

[2]) Patrz wykaz literatury na końcu artykułu.

po trzecie, drugiego potencjału drugiego stopnia V_2 będącego wynikiem przechodzenia prądu do ziemi. Potencjał ten zależny jest od powłoki kabla, elektrody wysyłającej prądy błądzące i od szyny. Uwzględnia on w rachunku elektrostatystycznym istnienie powierzchni granicznej pomiędzy ziemią a powietrzem. Z położenia powłoki kabla w stosunku do tej powierzchni granicznej wynika dwuczłonowy wyraz matematyczny potencjału V_2.

Oznaczenia użyte przy wyprowadzeniu wzorów z powyższych rozważań wskazuje rys. 3.



RYS. 3. OZNACZENIA DO TEORII GIBRAT.

Z prawa Ohma wyprowadza się następujące symetryczne wyrażenia:

$$\frac{de_s}{d\eta} = -R_s I_s \; ; \quad . \; . \; . \; . \quad (8)$$

$$\frac{1}{R_s} \cdot \frac{d^2 e_s}{d\eta^2} = -\left(\frac{dI_s}{d\eta}\right); \quad . \; . \quad (8a)$$

$$\frac{de_k}{d\rho} = -R_k I_k \; ; \quad . \; . \; . \; . \quad (9)$$

$$\frac{1}{R_k} \cdot \frac{d^2 e_k}{d\rho^2} = -\left(\frac{dI_k}{d\rho}\right); \quad . \quad (9a)$$

Potencjały częściowe określone są w stosunku do układu spółrzędnych x, y, z, jak następuje:

$$V_0 = \frac{\lambda I}{2\pi \sqrt{x^2 + (y-e)^2 + (z-h)^2}};$$

$$V_1 = \frac{\lambda}{2\pi} \int\limits_{\text{szyna}} \left(-\frac{di_s}{d\eta}\right) \frac{1}{\sqrt{(x-\eta)^2 + (y-e)^2 + (z-h)^2}} d\eta \; ;$$

$$V_2 = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{\text{kabel}} \left(-\frac{di_k}{d\rho}\right) \left(\frac{0{,}5}{\sqrt{(x-\rho)^2 + y^2 + z^2}} + \frac{0{,}5}{\sqrt{(x-\rho)^2 + y^2 + (z-2h)^2}}\right) d\rho;$$

Przy pewnych założeniach można poszczególne wyrażenia tych trzech potencjałów częściowych zesumować. W ten sposób powstaje równanie określające potencjał w stosunku do szyny lub do kabla, przy czym szukana funkcja występuje w równaniu tym jako druga pochodna pod znakiem całki.

Przez zcałkowanie równań wyprowadza się wyrażenia określające potencjały częściowe w punktach badanych układu spółrzędnych x, y, z. W ten sposób otrzymuje się np., że:

$$e_s(x) - \frac{\lambda}{2\pi R_s} \int\limits_{\text{szyna}} \frac{d^2 e_s}{d\eta^2} \frac{d\eta}{\sqrt{(x-\eta)^2 + r_s^2}} - \frac{\lambda}{2\pi R_k} \int\limits_{\text{kabel}} \frac{d^2 e_k}{d\rho^2} \frac{d\rho}{(x-\rho)^2 + a^2} = \frac{\lambda I}{2\pi \sqrt{x^2 + r_s^2}}; \quad (10)$$

$$e_k(x) - \frac{\lambda}{2\pi R_k} \int\limits_{\text{szyna}} \frac{d^2 e_s}{d\eta^2} \frac{d\eta}{\sqrt{(x-\eta)^2 + a^2}} - \frac{\lambda}{2\pi R_k} \int\limits_{\text{kabel}} \frac{d^2 e_k}{d\rho^2} d\rho \left(\frac{0{,}5}{(x+\rho)^2 + r_k^2} + \frac{0{,}5}{(x-\rho)^2 + 4h^2}\right) =$$

$$= \frac{\lambda I}{2\pi \sqrt{x^2 + a^2}}; \quad . \; . \; . \; . \quad (10a)$$

przekrój szyny jest więc w przybliżeniu elektrostatycznie określony jako przekrój kołowy cylindra.

Szukamy rozwiązania dla tych równań, zakładając, że kabel leży równolegle do szyn na nieskończenie długiej przestrzeni.

Rozwiązania będą miały postać następującą:

$$e_k(x) = -R_k \int \frac{g_k(K_1)}{K_1^2} \cos(k_1 x)\, dk_1; \quad (11)$$

$$j_k(x) = \int\limits_0^{\infty} g_k(k_1) \cos(k_1 x)\, dk_1; \quad . \quad (11a)$$

Dla $e_s(x)$ względnie $j_s(x)$ znajdziemy odpowiednie wyrażenia np. przez wprowadzenie funkcji pomocniczej $g_s(k_1)$ umożliwiającej — dla wygody matematycznej — przedstawienie funkcyj szukanych w formie całki Fouriera.

W tych warunkach otrzymamy dla kabla wyrażenie

$$g_k(k_1) = \frac{\frac{\pi R_s}{\lambda K_1^2} K_0(k_1 a)}{\left[\frac{\pi R_s}{\lambda k_1^2} + K_0(k_1 r_s)\right] \left[\frac{\pi R_k}{\lambda K_1^2} + \frac{K_0(k_1 r_k) + K_0^2(2k_1 h)}{2}\right] - K_0^2(k_1 a)} \quad . \; . \quad (12)$$

Proces elektrolityczny określa tu całka funkcji $g_k(k_1)$. Przekonać się o tym można przez podstawienie jej wartości w równanie 11 a). Dla określenia tego procesu konieczne, a zarazem wystarczające są następujące parametry:

$$\frac{\pi R_s}{\lambda}; \quad \frac{\pi R_k}{\lambda}; \quad r_s; \; r_k; \; h; \; a;$$

Na podstawie znanych własności liczbowych funkcji Besselowskiej $K_0(x)$ można określić, że przy zachowaniu stałej wartości wszystkich pozostałych współczynników, niebezpieczeństwo nadgryzienia powłoki kabla przez prądy błądzące zmniejsza się, ze wzrostem oporu elektrycznego tej powłoki. Z dyskusji równań wynika dalej, że zwiększenie przekroju powłoki kabla wpływa na zwiększenie prądu przechodzącego do ziemi. Dziwnym trafem zwiększa się elektroliza, jeżeli przy tej samej odległości kabla od szyny powiększa się głębokość zakopania kabla.

Gibrat przeprowadził obliczenie wprowadzając dla stałych równania wartości ustalone praktycznie. Dla przypadku, gdy kabel i szyna leżały równolegle do siebie znalazł on, że przy odległości kabla od szyny równej 500 m, skuteczność nadgryzień elektrycznych wynosiła jeszcze 7% wartości, która występowała, przy najmniejszej odległości 5 m. Trzeba więc na tej podstawie uznać, że prądy błądzące mogą działać na bardzo znaczne odległości. Spadek niebezpieczeństwa prądów błądzących ze wzrastającą odległością kabla od szyny następuje powoli, według krzywej logarytmicznej. Z teorii wynika dalej, że proces elektrolityczny odbywa się proporcjonalnie do natężenia prądów błądzących powracających do szyn. Można to określić w sposób następujący:

$$i_x = \frac{e_x 2\pi\lambda}{\log\left[\frac{\sqrt{(a+2r_s)(a+2r_k)}+\sqrt{a(a+2r_s+2r_k)}}{\sqrt{(a+2r_s)(a+2r_k)}-\sqrt{a(a+2r_s+2r_s)}}\right]} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (13)$$

Z analizy wyrażenia określającego potencjał szyny wynika, że procesy elektrolityczne nie zmieniają się ściśle proporcjonalnie do wzrostu oporu przejścia pomiędzy szyną a ziemią, lecz, że zależność, według której procesy te zachodzą — jak już zresztą dawniej o tym wiedziano — przebiega prawie liniowo. Następnie okazało się, że zależność napięcia szyny od odległości od punktu końcowego kolei przebiega , dla małych wartości x, według zwykłej krzywej parabolicznej, a dla dużych wartości x — według krzywej hyperbolicznej.

Przez zastosowanie szczególnego chwytu matematycznego, polegającego na przyjęciu funkcji Besselowskiej w równaniu 12) za wartość stałą, otrzymujemy

$$j_k(x) = A' \int_0^{\infty} \frac{k_1 \cos(k_1 x)\, d k_1}{(k_1^2+\alpha_1^2)(k_1^2+\beta^2)}\, d k_1 \quad . \quad (14)$$

gdzie α_1 i β są to stałe, a A' — współczynnik określający wszystkie wymiary długości. Dalej możemy napisać

$$\int_0^{\infty} \frac{\cos(k_1 x)\, d k_1}{k_1^2+\alpha_1^2} = \frac{\pi}{2\alpha_1} e_1^{-\alpha_1 x} \quad . \; . \quad (15)$$

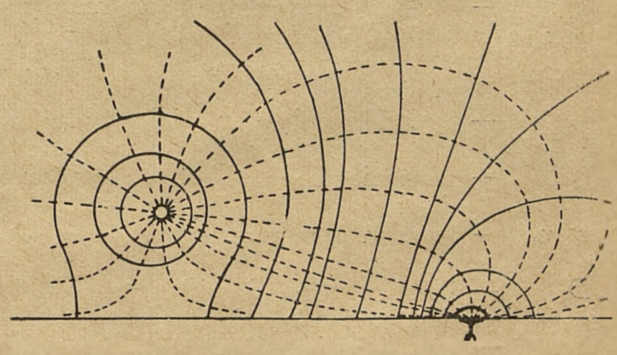
$$j_k(x) = A' \frac{\pi}{2\alpha_1 \beta} \frac{\beta^3 e_1^{\alpha_1 x} - \alpha^3 e^{-\beta x}}{\beta^2 - \alpha^2} \quad . \; . \quad (16)$$

Rezultaty powyższe potwierdzają wzory, które Gibrat otrzymał na drodze matematycznie mniej ścisłej.

Przeprowadzenie rachunku ścisłego dowiodło, że wprowadzenie określeń oporu szyny czy powłoki kabli i oporów przejścia na szynie czy kablu, względnie oporu rozchodzenia się w ziemi, było słuszne i miało fizyczne uzasadnienie.

Rachunkowo ścisłe obliczenie prądów przy skrzyżowaniu kabla z szynami kolejowymi pod kątem prostym jest nie możliwe do przeprowadzenia, gdyż występujące w tym wypadku równania całkowo — różniczkowe nie dają się normalnie rozwiązać. Musimy więc ograniczyć się do wzmianki o istnieniu takiego problemu.

Założenia, zrobione przez Gibrata, również odbiegają znacznie od rzeczywistości. Albowiem elektrody nie znajdują się w otoczeniu nieograniczonym, o równomiernej przewodności. Kable, szczególniej w dużych miastach, nie przebiegają na całej długości równolegle do szyn; przebieg równoległy jest ograniczony do krótkiego stosunkowo odcinka skończonego. Szyny nie posiadają przekroju kołowego. Zatem powierzchnie ekwipotencjonalne nie będą — jak to zakłada rachunek ścisły — odpowiadały powierzchniom cylindrycznym w przekroju kołowym, a będą zdeformowane. Rys. 4 pokazuje warunki rozkładu potencjałów w wypadku gdy np. kabel jest połączony elektrycznie ze szyną, jak to często zresztą dzieje się w praktyce. Z rysunku widać, jakim deformacjom ulegają teraz linie prądu.



RYS. 4. KRZYWE EKWIPOTENCJALNE I LINIE WYPŁYWU PRĄDU BŁĄDZĄCEGO Z SZYNY.
(Rurociąg połączony z szyną na odległym końcu odcinka)

W praktyce spotyka się sieci posiadające dużo punktów zasilania i dużo przewodów powrotnych. W dużych miastach napotyka się na skomplikowane wzajemne oddziaływanie róż-

nych przewodów powrotnych na siebie. Zdarzają również sytuacje, że poszczególne części sieci zasilanych przez niezależne od siebie elektrownie, prowadzą na niektórych odcinkach prądy pochodzące z innej elektrowni. Obliczenia w tych wypadkach są tak zawiłe, że wydają się prawie nie możliwe do przeprowadzenia. Często zdarza się również, że miejska kolej elektryczna prowadzi prądy powrotne kolei dalekobieżnej, która pracuje dużo większym napięciem, aniżeli kolej miejska.

W końcu trzeba jeszcze przypomnieć, że występujące w sieciach opory zmieniają się w zależności od miejsca i czasu, tak samo zresztą zmienia się obciążenie przewodów powrotnych.

Tym samym następujące wielkości są zmienne w zależności od miejsca i czasu:
1) opór rozchodzenia się w ziemi,
2) opór przejścia na kablach lub szynach,
3) opór ewentualnych warstw skorodowanych,
4) polaryzacja anodowa na powierzchni kabla,
5) opór uszkodzonych warstw ochronnych,
6) opory powłoki kabli i szyn.

Odsłoniliśmy tu wszystkie założenia, nie odpowiadające warunkom rzeczywistym. Wydaje się jednak ciekawe przeprowadzenie pewnego sprawdzenia teorii—co dotychczas dokonane nie było—i o czym szerzej napiszemy w drugiej części niniejszego artykułu.

Objaśnienie oznaczeń użytych we wzorach w części teoretycznej.

$j(x)$ — szukana średnia wartość gęstości prądu na dowolnym przewodzie w pobliżu ujścia prądu,
I — natężenie prądu płynącego w szynach przez punkt pomiarowy x.
R_t — całkowity opór przejścia, tj. suma oporów przejścia i oporu rozchodzenia się w ziemi, w punkcie x.
R_s — opór szyny, przeliczony na żądaną długość,
R_k — opór powłoki kabla,
L — całkowita długość odcinka badanego,
λ — opór właściwy gleby,
$d\eta, d\rho$ — jednostki długości, na kablu lub szynie,
$e_s(x), e_k(x)$ potenjał na szynie lub na powłoce kabla w stosunku do ziemi w punkcie pomiarowym x,
e_x — napięcie pomiędzy powłoką kabla a szyną w punkcie x,
i_x — natężenie prądów błądzących w punkcie x,
$r_s; r_k$ — promień przekroju szyny, względnie powłoki kabla,
D — średnica powłoki kabla,
h — głębokość ułożenia kabla,
a — bezpośrednia odległość dwóch punktów na osi obu przewodów cylindrycznych,
k' — stała zależna od ruchu kolejowego,
T — czas, jaki zużywa wagon motorowy na przebycie całego odcinka kolejowego, przy szybkości przepisaej.

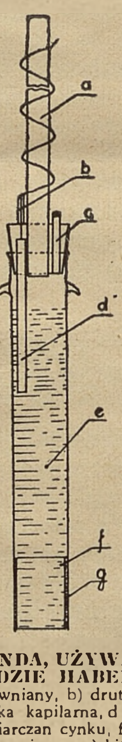
CZĘŚĆ DOŚWIADCZALNA.

W części doświadczalnej zajmiemy się trzema metodami pomiarowymi opracowanymi przez Habera, Mc. Colluma i Logana oraz przez Gibrat.

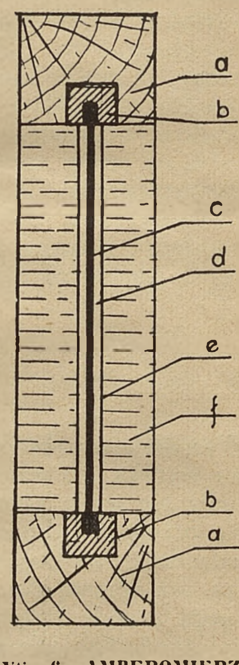
a) Metoda Habera.

Według metody Habera drogi prądów błądzących oraz ich każdorazową gęstość w ziemi bada się przy pomocy elektrochemicznych aparatów pomiarowych. Za pomocą—dalej dokładnie opisanej—sondy, ustawianej w różnych miejscach na powierzchni ziemi, mierzy się różnicę napięć. Z pomiarów tych można łatwo określić kierunek, w którym leży źródło potencjału, a więc i drogę prądu w ziemi. Wyniki pomiarów pozwalają na odtworzenie rozdziału prądów błądzących w ziemi. W tych miejscach, gdzie mogą powstać znaczniejsze prądy błądzące, zakopuje się głęboko w ziemię specjalny amperomierz ziemny—dalej szczegółowo opisany—i określa szukaną gęstość prądu.

Sondy niepolaryzowane są zbudowane w sposób następujący (rys. 5):



RYS. 5. SONDA, UŻYWANA W METODZIE HABERA.
a) drążek drewniany, b) drut miedziany c) rurka kapilarna, d)pręt cynkowy, e) siarczan cynku, f) naczynie ceramiczne, g) kit.



RYS. 6. AMPEROMIERZ ZIEMNY (RAMA POMIAROWA) UŻYWANY W METODZIE HEBERA,
a) rama drewniana, b) uchwyty ebonitowe, c) płytki woltametra, d) elektrolit, e) pergamin f) ziemia.

Do cylindra szklanego wysokości 25 cm i średnicy w świetle 4 — 5 cm wsunięte jest na jednym końcu naczynie ceramiczne, przymocowane do ścian cylindra kitem żywicznym. Drugi koniec cylindra zatkany jest korkiem gumowym, zaopatrzonym w trzy otwory. Przez środkowy otwór korka przechodzi drążek drewniany długości 1 m, służący jako uchwyt. W drugi otwór wsunięta jest rurka kapilarna o grubych

ściankach, mająca na celu umożliwienie dopływu powietrza. Rurka ta może być zamykana przez zacisk szklany, umocowany na dodatkowo nasadzonej rurce gumowej. Przez trzeci otwór przepuszczony jest pręt cynkowy, do którego dolutowany jest izolowany drut miedziany. Drut ten okręcony jest wokół wspomnianego prętu drewnianego. Pręt drewniany wraz z drutem owinięty jest, dla ochrony, taśmą izolacyjną. Cylinder szklany wypełniony jest masą utworzoną z kryształów siarczanu cynku, zalanych nasyconym roztworem siarczanu cynku. W Ameryce stosuje się sondy, składające się z prętu miedzianego, zanurzonego w masie z siarczku miedzi.

Amperomierz ziemny, składający się, na przykład, z dwóch miedzianych okładzin woltametra, wpuszczonych w ramę, wykonaną z materiału izolacyjnego, musi być tak zbudowany, aby chronił linie prądu lub procesy polaryzacyjne od znaczniejszych deformacyj.

Amperomierz ziemny umieszcza się w dołku wykopanym w ziemi. Ponieważ opór amperomierza różni się od oporu ziemi wykopanej, przeto przez zamianę oporu ziemi na opór amperomierza może nastąpić zniekształcenie pierwotnego rozdziału linii prądu, gdyż po wprowadzeniu amperomierza ziemnego linie prądu mogą się rozrzedzać lub zagęszczać wokół przyrządu.

Jeszcze bardziej należy unikać zakłóceń wywołanych polaryzacją. Spadek napięcia prądów błądzących w ziemi wynosi normalnie tylko kilka dziesiątych części wolta na 1 cm^2 linii prądu, wobec czego, drobne już nawet siły elektromotoryczne polaryzacji skierowane w kierunku przeciwnym, mogą znacznie wpłynąć na rezultaty pomiaru.

Względy te określają konstrukcję bardzo czułych mierników prądów błądzących. Mierniki muszą nie tylko pracować bez wywoływania polaryzacji, lecz muszą być jeszcze tak pomyślane, aby nie deformowały linii prądu przez zmianę oporu wykopanej ziemi. Rysunek 6 pokazuje przykład amperomierza ziemnego.

Dwie płytki woltametra, przedstawione na rysunku linią grubą, leżą nieizolowane obok siebie. Wewnętrzna strona płytek pokryta jest masą utworzoną z zagęszczonego elektrolitu, i oddzielona od ziemi arkuszem papieru pergaminowego, przesyconego 10%-ym roztworem krystalicznej soli glauberskiej. Płytki woltametra osadzone są w ebonitowych uchwytach, które ze swej strony wpuszczone są w ramę drewnianą. Rama ta jest kwadratowa i obejmuje powierzchnię 1 dm^2, długość boków wynosi 15 cm, a grubość 40 mm, tak że otwór wypełniony ziemią i masą wynosi na jednej stronie 19,5 mm. Płytki woltametra wykonane są z miedzi albo srebra, przy czym grubość płytek miedzianych wynosi 0,5, a srebrnych 0,3 mm. Długość boku płytek wynosi 11 cm, a z każdej strony wchodzą one na głębokość 5 mm w rowek uchwytu ebonitowego. Razem z płytkami wsuwa się w rowek wąskie paski gumy uszczelniającej, mające na celu zapobieżenie przedostawaniu się wilgoci z masy do ebonitu i pomiędzy obie płytki, gdyż wilgoć ta spowodowała by błędy pomiarowe. Celem umożliwienia wstawiania i wyjmowania płytek, jeden z boków ramy może być odejmowany. Po dokonaniu przeróbki można opisywany woltametr ziemny wykorzystywać jako amperomierz ziemny. A mianowicie, jeżeli płyty odizoluje się od siebie warstewką miki, a przez ramę przeciągnie się izolowane druty do każdej z płytek, to galwanometr połączony z tymi drutami pozwoli na bezpośredni odczyt natężenia prądu.

Ponieważ stosowanie ramy jako amperomierza jest bardzo poręczne, przeto woltametry nie zdobyły sobie praw obywatelskich w technice pomiarów prądów błądzących. Przeciw stosowaniu woltametrów przemawia długi—do 24 godzin dochodzący—czas doświadczeń, przy czym przyrząd ten nie pozwala na obserwację wahań prądu i na ustalanie chwilowych wartości najwyższych, czy najniższych.

Haber sprawdził przy pomocy specjalnych pomiarów kontrolnych, czy po wsadzeniu ramy w drogę prądu błądzącego, prąd ten płynie nadal tak, jak w ziemi nieporuszonej. Abstrahując od przypadkowych wpływów wywołanych takim zakopaniem ramy, które zmienia początkowy układ warstwy ziemi i oddziaływa na ich przewodność, najważniejszą rolę odgrywa polaryzacja płyt. Rezultat pomiarów, przeprowadzonych przez Habera wykazuje, że można zmierzyć amperometrycznie przy pomocy ramy prądy błądzace w ziemi, przy czym w praktycznie najważniejszym zakresie 0,05 do 1 mA na dm^2 metoda ta daje więcej, a poza tym zakresem—mniej dokładne rezultaty.

Nieuniknione różnice w budowie płyt miedzianych powodują naturalnie pewne odchylenia zwane błędami ramy. Na skutek tych błędów powstaje prąd, którego wielkość dochodzi często do 0,01 mA. Z tego powodu pomiary prądów błądzących o natężeniu dużo mniejszym od 0,05 mA będą stosunkowo bardzo niedokładne. Przy natężeniu skutecznym 0,01 mA nie można określić, czy występuje tylko prąd wywołany błędami ramy, czy też płynie na przykład prąd błądzący o natężeniu 0,02 mA, który zmniejsza się, przez odwrotnie skierowany prąd błędu ramy do 0,01 mA.

Z powyższego wynika, że rezultaty pomiaru osiągnięte przy użyciu ramy mniejszej od 1 dm^2 są bardzo niepewne. Z drugiej strony małe ramy są o tyle wygodne, że mogą być stosowane przy wąskich nawet otworach i doprowadzane dość blisko do powierzchni powłoki kabla.

Bardzo ważną rolę odgrywa odpowiedni sposób ułożenia ziemi w zewnętrznej części ramy. Właściwy sposób układania tego poznaje się przez kilka prób, dokonanych przed użyciem ramy do ostatecznych pomiarów. Ramy nie należy pozostawiać zbyt długo w ziemi, gdyż mierzy się wtedy większe natężenie prądów błądzących, a to prawdopodobnie dlatego, że kwas siarkowy dyfuzjuje z masy przez warstwę papieru pergaminowego do ziemi. Przez to zmniejsza się opór wewnętrzny aparatu pomiarowego. Przy kablach

o mniejszej średnicy zewnętrznej można posługiwać się również ramą prostokątną, którą ustawia się wąskim bokiem prostopadle do osi kabla.

W tym miejscu należy powiedzieć kilka słów o przyrządach pomiarowych. Wymaga się od nich ogólnie, aby przy dużej czułości na napięcia i prądy mierzone, były jednocześnie odporne na wpływy zewnętrzne, jak niepogoda, wstrząsy, pola magnetyczne itp.

Do odczytywania wartości chwilowych, na przykład przy równoczesnym badaniu kilku wielkości i przy określaniu wartości granicznych (największych i najmniejszych) nadają się tylko przyrządy z układami ruchomymi, aperiodycznie tłumione, o wysokiej ilości drgań własnych, gdyż wtedy wskazówka może dostatecznie szybko nastawiać się zgodnie ze zmianami prądu lub napięcia i nie wychylać się poza wartości najwyższe. W wypadkach, w których wartości średnie, najważniejsze dla wyrobienia sobie sądu o danym zjawisku, określa się przez szacowanie, najbardziej nadają się przyrządy tłumiące o dużym czasie wahania układu ruchomego, gdyż przy zastosowaniu takich układów ruchy wskazówek są spokojniejsze i ułatwiają szacowanie na oko. W każdym wypadku bardo ważne jest, aby punkt zerowy wypadał na środku skali przyrządu. Jeżeli obserwacja pomiaru ma się rozciągać na czas dłuższy, to stosuje się z powodzeniem czułe przyrządy rejestrujące. We wszystkich miernikach napięcia opór woltomierza musi być tak duży, aby praktycznie można było pominąć opory wszystkich doprowadzeń.

Pomiary napięć prądów błądzących wykonał Haber metodą kompensacyjną Poggendorfa, używając jako przyrządu zerowego elektrometra kapilarnego. Metoda ta jest bardzo dokładna, gdyż pozwla na pomiar całkowicie bezprądowy. Jednakże stosowanie jej do pomiarów prądów błądzących nie jest zupełnie właściwe, gdyż prądy te drgają bardzo szybko z dużą amplitudą, zmieniając przy tym często kierunek przepływu. Tłomaczy się to niejednostajnym obciążeniem kolei oraz zmienną ilością wozów, będących równocześnie w ruchu, rozruszanych czy hamowanych. Do pomiarów prądów błądzących bardziej się nadają czułe mierniki napięcia w układzie bezpośrednim. Siemens i Halske wyrabiają czułe woltomierze precyzyjne o oporze wewnętrznym 100 omów, przy pomocy których można mierzyć na skali zawierającej 2×75 podziałek w 11 zakresach—do 15 mV bez oporu dodatkowego i do 30 V z dodatkowym oporem 2×10^5 oma, włączonym szeregowo. Przyrządy te nie potrzebują specjalnego sprawdzania przed pomiarami, wskazania ich są silnie tłumione i niezależne od pól obcych. W wielu wypadkach, gdy zakres pomiarów nie obejmuje zbyt małych napięć i nie wymagana jest zbyt duża dokładność pomiaru, można z powodzeniem stosować którykolwiek z wielu typów przyrządów uniwersalnych, jak na przykład Multavi czy Mavometer itp.

Siemens dostarcza sondy w naczyniach nie polaryzujących i w ten sposób zabezpiecza je od wszystkich prądów polaryzacyjnych, które mogły by powstać przez niesymetrię poszczególnych sond. Sondy te są zanurzone w nasyconym roztworze soli kuchennej. Bezpośrednio przed użyciem są one na 10 minut zwierane i mogą być odrazu potem użyte do pomiarów.

Przy pomiarach za pomocą ramy, Haber zaleca stosowanie galwanometra Haurath'owskiego o oporze wewnętrznym 13 omów i czułości $8{,}9 \times 10^{-7}$ A na jednostkę skali. Przez bocznikowanie można opór wewnętrzny tego przyrządu zmniejszyć do bardzo małych wartości.

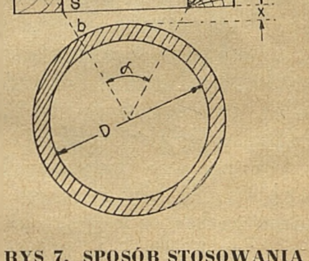
Ramę pomiarową można naturalnie połączyć również z innymi czułymi aparatami rejestrującymi, o czym dalej będzie jeszcze dokładnie mowa.

Przy stosowaniu sondy do pomiarów napięcia przewodu metalowego należy, w celu określenia właściwego obciążenia, uwzględnić potencjał zerowy żelaza, ołowiu lub sondy umieszczonej w ziemi, przy nieobecności prądów obcych. Według Habera potencjał ten wynosi + 0,45 V[3]).

Wartość + 0,45 V jest naturalnie tylko przybliżona. Zarówno skład ziemi, jak i powierzchni metalu, czy też skuteczność ogniw galwanicznych mogą liczbę tę zmieniać, to też ilekroć sonda miałaby być użyta do pomiarów, mających umożliwić obliczenia ilościowe, należy—przez dodatkowe pomiary—określić wartość t.zw. potencjału wzorcowego. Ponieważ jednak w praktyce bardzo trudno jest wyłączyć prądy błądzące (na przykład przez odizolowanie mierzonego odcinka przewodu), przeto zakres stosowania sondy jest mocno ograniczony. Pomiary nocne nie wiele tu pomagają, gdyż elektrownie kolejowe przeważnie nie są wyłączane na noc. Sondy wykazują jeszcze jedną poważną wadę, polegającą na zapychaniu się porów dna ceramicznego wilgotną ziemią.

Różnice napięć, leżące poniżej 50 mV, mogą być określone przy pomocy sondy już tylko z dużym przybliżeniem.

Przy stosowaniu ramy pomiarowej należy pamiętać, że skuteczna powierzchnia pozioma ramy, przez którą przechodzą linie prądu, nie przylega dokładnie do zaokrąglonej powierzchni powłoki kabla. Ponieważ zadaniem przyrządu jest mierzenie prądu płynącego w powłoce kabla, przeto, przez niedopasowanie kabla, część linii prądu powłoki kabla przejdzie poza powierzchnią ramy i nie będzie objęta pomiarem. Rysunek 7 obrazuje to zagadnienie.



RYS 7. SPOSÓB STOSOWANIA RAMY POMIAROWEJ.

Dla określenia gęstości prądu na 1 dm² powierzchni powłoki kabla, charakteryzującej stopień zagrożenia korozyjnego, należy gęstość zmierzoną pomnożyć przez spółczynnik k, który od-

[3]) P. T. 1938, 10, str. 299 i następne.

powiada stosunkowi czynnej powierzchni ramy (to jest powierzchni płytek miedzianych) do powierzchni powłoki kabla, oddającej prąd do ziemi. Jeżeli przyjąć, że linie prądu bezpośrednio przy powłoce kabla wchodzą, względnie wychodzą pionowo do powierzchni powłoki i jeżeli rama leży blisko powłoki i symetrycznie do niej — to k równa się stosunkowi boków ramy pomiarowej, podzielonemu przez długość łuku wycinka kołowego, odpowiadającego kątowi α. k zależy więc od średnicy powłoki, od zbliżenia ramy do powłoki i zwiększa się ze wzrastającą odległością pomiędzy ramą a powłoką i zmniejszającą się średnicą powłoki. Przy bardzo małych średnicach kabla i ramie kwadratowej o bokach równych 1 dm, k będzie stosunkowo duże, dużo większe nawet od 2.

Z powyższego wynika, że należy dążyć do zmniejszenia odległości pomiędzy ramą a kablem. Do zera odległości tej doprowadzić nie można, gdyż dla skutecznego działania ramy pożądane jest pozostawienie na kablu cienkiej warstwy ziemi.

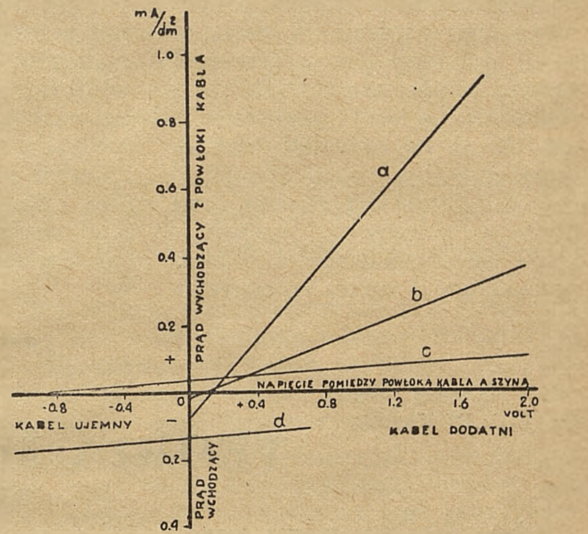
Dzięki wysokiej czułości opisywanego układu, pomiar prądów błądzących obejmuje również prądy, powstałe przez działanie ogniw naturalnych. Przy badaniach rurociągów stwierdzono na przykład, że na odcinkach rur, które były odkopywane, nastąpiła poprawa rozkładu potencjałów. Na powierzchni żelaza, do której powietrze miało swobodny dostęp, przechodzi z elektrolitu do ramy prąd ogniwa, polaryzowany na dodatnio i osłabia odwrotnie polaryzowany prąd błądzący, pochodzący od tramwajów. Przez to samo gęstość prądu wychodzącego do ziemi, mierzona amperomierzem, będzie mniejsza od gęstości, odpowiadającej procesom, jakie zachodziły na na tym samym miejscu przed odkopaniem rury.

Prąd ogniw stopniowo zmniejsza się, jego natężenie zależy od głębokości, na jaką rama pomiarowa weszła w otwór ziemi, od oporu jaki napotyka powietrze przy przejściu przez ziemię, od staranności zasypania otworu w ziemi po zagłębieniu ramy, itp. Jak z powyższego widać, spotykamy się tu z wielkościami bardzo złożonymi.

Przy pomiarach za pomocą ramy, chodzi raczej o pomiar wielkości średnich, aniżeli najwyższych, ponieważ prąd wychodzący nie rozdziela się równomiernie na całą powierzchnię powłoki kabla. Wartość średnia prądu rzeczywiście wychodzącego może często przewyższać wartość mierzoną, gdyż powierzchnia rzeczywista, na skutek wielu zgrubień i jamowatych nadgryzień, jest większa od powierzchni obliczonej.

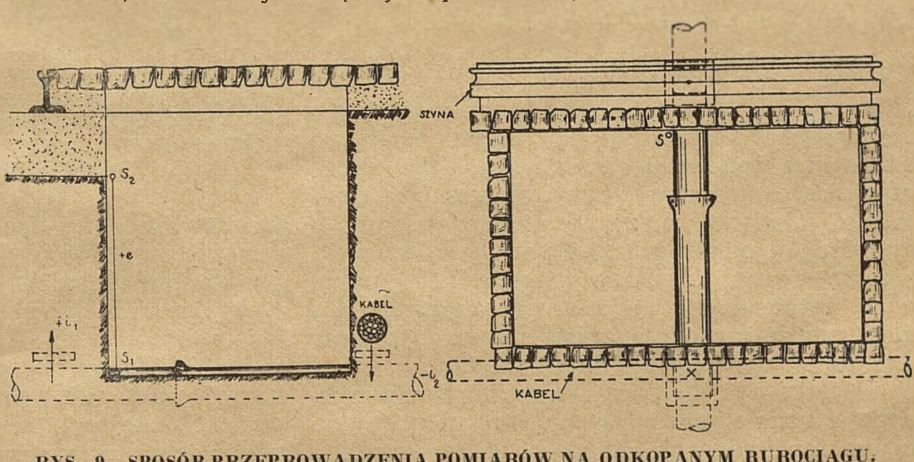
Jeżeli chodzi o procesy polaryzacyjne, to należy jeszcze nadmienić, że, przy glebie zawierającej muł i w wodzie podskórnej, pomiary gęstości prądu nie mogą być przeprowadzane za pomocą ramy, gdyż woda może dosięgnąć do płytek miedzianych i wywołać prądy polaryzujące, które w odpowiednich warunkach będą silniejsze i skierowane w przeciwnym kierunku, aniżeli badane prądy błądzące.

Pewien punkt zaczepienia przy ustalaniu obecności prądów ogniw naturalnych, dają pomiary nocne, przeprowadzane po skończonym ruchu kolei. Prosty sposób oddzielenia prądów ogniw od równocześnie występujących prądów błądzących różnego pochodzenia, polega na przeprowadzeniu wraz z pomiarami gęstości jednoczesnych pomiarów innych własności prądów badanych i określeniu w ten sposób wzajemnej zależności różnych prądów.



RYS. 8. ZALEŻNOŚĆ GĘSTOŚCI PRĄDU NA POWŁOCE KABLA OD NAPIĘCIA POMIĘDZY POWŁOKĄ KABLA A SZYNĄ.

Tak, na przykład przy pomiarach wpływu kolei elektrycznej mierzy się jednocześnie z gęstością prądu na powłoce kabla również napięcie pomiędzy powłoką kabla a szyną. Wyniki obu pomiarów przedstawia się na jednym wykresie, jak to widać na rysunku 8. W układzie spółrzędnych prostokątnych odłożono tu na osi od-



RYS. 9. SPOSÓB PRZEPROWADZENIA POMIARÓW NA ODKOPANYM RUROCIĄGU.

ciętych napięcia pomiędzy powłoką a szyną, a na osi rzędnych gęstość prądu. Z połączenia odpowiednich punktów pomiarowych ze sobą otrzymano proste, które przeważnie jak a, b i c leżą w pierwszej ćwiartce, to znaczy, że napięcia dodatnie odpowiadają gęstości prądu polaryzowanego dodatnio, to jest wychodzącego z powłoki kabla. Proste te przecinają oś rzędnych w pobliżu punktu początkowego układu, przeważnie poniżej punktu zerowego. W wypadku zatem prostych a, b i c gęstość prądu błądzącego jest prawie wyłącznie zależna od napięcia pomiędzy powłoką kabla a szyną i przebiega proporcjonalnie do tego napięcia. Zatem, ponieważ pomiar przebiegu tego napięcia w czasie, obrazuje potencjał szyn, wahający się w takt ruchu pociągów, to gęstość prądu jest zależna prawie wyłącznie od ruchu pociągów i prądy pochodzące z innych źródeł, jak na przykład z ogniw, wywierają minimalny wpływ na tę gęstość. W wypadku prostej d natomiast, przeważa prąd ogniw naturalnych, wchodzący do powłoki, na prąd ten nakłada się wychodzący z powłoki prąd błądzący, pochodzący z ruchu kolejowego.

Różne nachylenie prostych w stosunku do osi odciętych tłomaczy się różną wielkością oporów przejścia pomiędzy kablem a szyną. Im większe nachylenie prostych, tym większy opór przejścia. Jeżeli wyniki pomiarów obrazują się linią prostą, to znaczy, że opór przejścia dla danej serii pomiarowej był stały.

Rysunek 9 pokazuje na przykładzie pomiarów prądów w rurociągu, jak należy w praktyce zakładać ramę pomiarową Habera.

Rysunek obrazuje sposób, w jaki należy odkopywać rurociąg, doprowadzać ramę do rury, i w których miejscach ustawiać sondy S_1 i S_2.

Przy wykopywaniu studzienek pomiarowych należy uważać, aby możliwie jak najmniej zmieniać gęstość prądu w miejscu badanym. Przedstawiona na rysunku 9 studnia pomiarowa, leży bezpośrednio obok szyn, jednakże warstwa ziemi znajdująca się pionowo pod szynami, tj. tam, gdzie należy się spodziewać największej gęstości, pozostała nie naruszona. Studnię należy kopać tylko tak głęboko, aby umożliwić dostęp ramy do miejsca pomiaru. Samej rury przy kopaniu studni nie odkrywa się. (D. c. n.)

Inż. J. GLIŃSKI

TEORIA MAGNETYZMU.

(Dokończenie do str. 57 Nr 4/38 r. Kwartalnika Telekomunikacyjnego).

Jeśli tak jest, to we wzorze (38) w pierwszym przybliżeniu można pominąć H_z wobec $H_m = AJ$. W ten sposób wzór ten uprości się do postaci:

$$J = NM \operatorname{tg hyp} \frac{MAJ}{kT} \tag{43}$$

Dla uproszczenia dalszych rozważań dogodnie jest rozdzielić powyższe równanie na dwa, przez wprowadzenie odpowiedniego parametru.

Niech

$$a = \frac{MAJ}{kT} \tag{44}$$

Wówczas

$$J = NM \operatorname{tg hyp} a \tag{45}$$

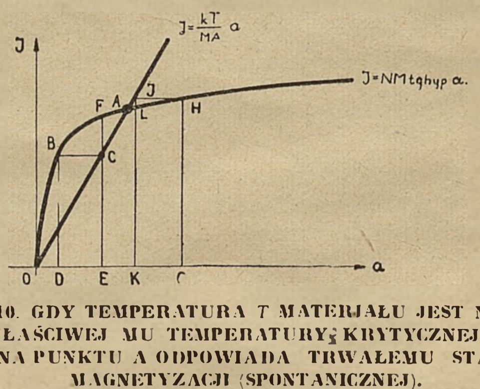
Ze wzoru (44):

$$J = \frac{kT}{MA} a \tag{46}$$

Wzór (45) jest równaniem krzywej postaci jak na rys. 10. Wzór (46) jest równaniem prostej, przedstawionej także na powyższym rysunku. Rzeczywista wartość natężenia magnetyzacji musi oczywiście czynić zadość obu równaniom równocześnie. Oznacza to, że rzeczywista wartość J odpowiada rzędnej punktu przecięcia krzywej z prostą—punkty O i A na rysunku. Z rysunku widać, że niezależnie od nachylenia prostej AO, jeden punkt przecięcia występuje zawsze—jest to początek układu współrzędnych O.

Ponadto zaś, dla nachyleń prostej mniejszych od nachylenia stycznej do krzywej w początku układu współrzędnych, istnieje drugi punkt przecięcia A. Można jednak dowieść, że tylko punkt A odpowiada trwałemu stanowi równowagi.

Wyobraźmy sobie, że z bliżej nieokreślonego powodu w materiale powstała magnetyzacja $J = BD$. Wówczas, jak wynika z wzoru (46), parametr a powinien mieć wartość OE. Lecz $a = OE$ odpowiada magnetyzacji $EF > BD$, której z kolei odpowiada parametr a większy od OE i t. d. Jak widać, raz zainicjowany wzrost natężenia



RYS. 10. GDY TEMPERATURA T MATERJAŁU JEST NIŻSZA OD WŁAŚCIWEJ MU TEMPERATURY KRYTYCZNEJ TKR. RZĘDNA PUNKTU A ODPOWIADA TRWAŁEMU STANOWI MAGNETYZACJI (SPONTANICZNEJ).

magnetyzacji ma tendencję do samoczynnego osiągnięcia wartości J, odpowiadającej rzędnej punktu przecięcia A. Gdyby natężenie magnetyzacji z bliżej nieokreślonych powodów osiągnęło wartość GH, to parametr a musiałby mieć wartość OG, lecz w rzeczywistości będzie on miał wartość $OK < OG$, której z kolei odpowiada wartość natężenia magnetyzacji $KL < GH$. Jak widać teraz magnetyzacja ma znowu tendencję

do powrotu do wartości równej rzędnej punktu A. Analiza powyższa ma to przede wszystkim znaczenie, że stwierdza, iż, **jeśli w materiale z jakiejkolwiek przyczyny i gdziekolwiek powstanie pewne natężenie magnetyzacji, wówczas powstanie także pole wewnętrzne magnetyczne o takiej wartości, że będzie możliwy trwały stan magnetyzacji bez jakiegokolwiek współdziałania ze strony pola zewnętrznego**—tak zwana **magnetyzacja spontaniczna.**

Istnienie magnesów trwałych potwierdza słuszność powyższych naszych formalnych rozważań. Z rys. 10 widać, że punkt A przecięcia krzywej z prostą istnieje tylko wówczas, gdy nachylenie prostej jest mniejsze od nachylenia stycznej w początku układu współrzędnych. Nachylenie stycznej do krzywej $J=f(a)$ w początku układu współrzędnych jest:

$$(47)\quad \left(\frac{dJ}{da}\right)_{a\to 0}=[NM(1-ty\,hyp^2 a)]_{a\to 0}=NM$$

Nachylenie prostej (46) jest:

$$(48)\quad \frac{J}{a}=\frac{kT}{MA}$$

Aby istniał punkt przecięcia

$$(49)\quad \left(\frac{dJ}{da}\right)_{a\to 0}\geqq\frac{J}{a}$$

czyli

$$(50)\quad NM\geqslant\frac{kT}{MA}$$

Skąd

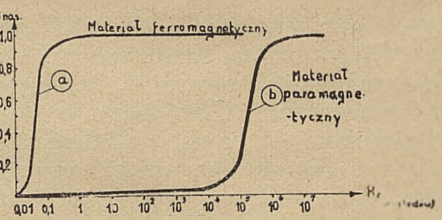
$$(51)\quad NM^2\frac{A}{k}\geqslant T$$

Lecz już z poprzedniego paragrafu wiemy, że $NM^2\frac{A}{k}=T_{kr}$ i jest tak zwaną temperaturą krytyczną.

Jak wiadomo. **materiały, charakteryzujące się w normalnych warunkach b. dużymi wartościami magnetyzacji, fizycy nazywają ferromagnetycznymi.** Ostatnie rozważania upoważniają nas do twierdzenia, że ciała ferromagnetyczne są zdolne do magnetyzacji spontanicznej (to jest bez udziału pola H_z) pod warunkiem, że ich temperatura będzie niższa od właściwej im temperatury krytycznej T_{kr}. Nasuwa się z kolei pytanie, co się dzieje z tymi materiałami powyżej temperatury krytycznej? Doświadczenie poucza, że nabierają one wówczas własności typowo paramagnetycznych t. j. stają się praktycznie niemagnetycznymi.

Dla podkreślenia istotnej różnicy między własnościami ferro- i paramagnetycznymi, na rys. 11 zestawiono krzywe $J_{nas}=f(H_z)$ dla obu rodzajów własności.

Ze względu na szeroki zakres zmian wartości H—zastosowano logarytmiczną skalę odciętych. Krzywa „a" jest powórzeniem krzywej z rys. 9. Jak widać, praktycznie już dla $H_z=1$ ersted materiał ferromagnetyczny osiągnął stan nasycenia. Wyobraźmy sobie teraz, że ten sam materiał ogrzeliśmy powyżej temperatury punktu Curie, wskutek czego stracił on swe własności ferromagnetyczne i stał się paramagnetyczny, wówczas krzywa $J=f(H_z)$ będzie miała postać krzywej z rysunku 8. Na rysunku 11 krzywa „b" pozornie ma odmienny kształt, wynika to jednak poprostu z własności skali logarytmicznej. Jak



RYS. 11. PORÓWNANIE WŁASNOŚCI FERRO I PARAMAGNETYCZNYCH.

widać, nasycenie możnaby było praktycznie teraz osiągnąć tylko dla pola $H_z=10^6$ erstedów, zaś przy $H_z=10^4$ natężenie magnetyzacji jest jeszcze znikomo małe.

Z dotychczasowych rozważań tego paragrafu wynika, że **dla wyjaśnienia własności materiałów ferromagnetycznych trzeba przyjąć istnienie w tych materiałach silnego wewnętrznego pola magnetycznego.**

Z kolei nasuwa się pytanie: jakie jest pochodzenie tego pola wewnętrznego? Wyżej już powiedzieliśmy, że pochodzenie tego pola związane jest ze wzajemnym oddziaływaniem atomów, które w przypadku ciał stałych znajdują się tak blisko siebie, że oddziaływanie ich, jak zresztą pokazują własności mechaniczne, musi być bardzo znaczne. Gdyby zadać sobie trud obliczenia sił elekrostatycznych i magnetycznych, działających między elektronami sąsiednich atomów, to okazałoby się, że siły elektrostatyczne są przeciętnie 10^4 razy większe od sił magnetycznych. Jest to oczywiste, jeśli się uwzględni, że siły elektrostatyczne (prawo Coulomb'a) są proporcjonalne do $\frac{c^2 q_e^2}{r^2}$ (r—odległość rozważanych elektronów; c—szybkość światła w próżni) zaś siły magnetyczne (prawo Laplace'a) są proporcjonalne do $\frac{q_e^2 v^2}{r^2}$ (v — szybkość rozpatrywanych elektronów). Lecz stosunek $\frac{v}{c}$ w atomach jest rzędu 10^{-2}. Stąd właśnie wynika wyżej podany stosunek sił elektrostatycznych. i magnetycznych. Uwzględniając powyższą niewspółmierność wielkości sił elektrostatycznych i magnetycznych, możemy z góry przewidzieć, że w pierwszym przybliżeniu **oddziaływanie wzajemne atomów musi być pochodzenia czysto elektrostatycznego.**

Okazuje się, że mechanika kwantowa nie tylko przewiduje istnienie określonego uporządkowania własnych momentów magnetycznych atomów, jako skutku ich wzajemnego oddziaływania na drodze elektrostatycznej, lecz nawet

w prostych przypadkach pozwala obliczyć wielkość tego działania, przy czym wyniki obliczeń są zgodne z wynikami pomiarów. Charakter artykułu nie pozwala na przeprowadzenie głębszej analizy matematycznej tego zagadnienia. Omówimy więc jedynie pewną analogię mechaniczną, przez co źródło pochodzenia wewnętrznego pola magnetycznego stanie się może bardziej zrozumiałe.

Znane jest mianowicie zjawisko ,,wymiany'' energii między dwoma identycznymi wahadłami materialnymi, zawieszonymi na wspólnym sprężystym zawieszeniu. Gdy jedno z wahadeł będzie wprawione w ruch, to dzięki zjawisku rezonansu mechanicznego drugie wahadło także zacznie się poruszać, przy czym amplituda jego wahań będzie rosnąć. W tym samym czasie amplituda wahań pierwszego wahadła będzie maleć i wreszcie zatrzyma się ono, co nastąpi wówczas, gdy amplituda wahań drugiego wahadła osiągnie maximum. Dalej zjawisko przebiega w kierunku odwrotnym: drugie wahadło zatrzymuje się, a pierwsze zaczyna się wahać. **Występuje więc okresowa „wymiana'' energii między wahadłami i określone uporządkowanie ruchów.**

Jest rzeczą zrozumiałą, że **w ciałach stałych między sąsiednimi atomami musi także występować rodzaj „sprzężenia'', ponieważ jądro i elektrony jednego atomu działają na jądro i elektrony sąsiedniego atomu na drodze elektrostatycznej. Ponieważ ponadto atomy danego materiału są identyczne** (jak identyczne były wahadła w powyższym przykładzie), **więc między sąsiednimi atomami musi występować „wymiana'' energii i w konsekwencji określone uporządkowanie ruchów.**

Po określeniu źródła wewnętrznego pola nasuwa się z kolei pytanie, jakie mianowicie elementy atomów ulegają pod działaniem **sił wymiany** uporządkowaniu? W paragrafie drugim określiliśmy wielkości momentów obrotowych i magnetycznych elektronu, krążącego po orbicie i krętu. Powtórzę je raz jeszcze:

$$M_{orb} = \frac{1}{2} q_e \omega r^2$$
$$I_{orb} = m \omega r^2$$
$$M_{kr} = \frac{1}{2} q_e \omega r^2 \qquad (52)$$
$$I_{kr} = \frac{1}{2} m \omega r^2$$

Utwórzmy stosunek odpowiedniego M do I, wówczas:

$$\left(\frac{M}{I}\right)_{orb} = \frac{1}{2} \frac{q_e}{m}$$
$$\left(\frac{M}{I}\right)_{kr} = \frac{q_e}{m} = 2\left(\frac{M}{I}\right)_{orb} \qquad (53)$$

Wiemy już także, że atomy poszczególnych pierwiastków różnią się układem elektronów, krążących dokoła jądra. Moment obrotowy i momenty krętów znoszą się wzajemnie. Doświadczenie, określające $\frac{M}{I}$ takiego pierwiastka, dałoby w wyniku wartość $\frac{M}{I} = \frac{1}{2} \frac{q_e}{m}$. Odwrotnie, jeśli w atomach pewnego pierwiastka momenty orbitalne znoszą się wzajemnie, to i magnetyczny wypadkowy atomu jest sumą geometryczną poszczególnych momentów orbitalnych i krętów. Mogą oczywiście istnieć takie pierwiastki, że w ich atomach poszczególne pomiar $\frac{M}{I}$ da wynik $\frac{q_e}{m}$. Jasnym jest, że obydwa te przypadki są krańcowościami, występującymi dość rzadko. Najrzadszym będzie przypadek, gdy zarówno momenty orbitalne jak i krętu znoszą się wzajemnie (ma to na prz. miejsce dla atomów gazów szlachetnych: helu, neonu, argonu i t. p.). Najczęściej natomiast działania ani krętów, ani orbit całkowicie nie kompensują się wzajemnie. Wówczas pomiar $\frac{M}{I}$ daje oczywiście jakąś wartość pośrednią pomiędzy granicznymi. Wzory (53) można ująć jedną ogólną zależnością, wprowadzając spółczynnik g:

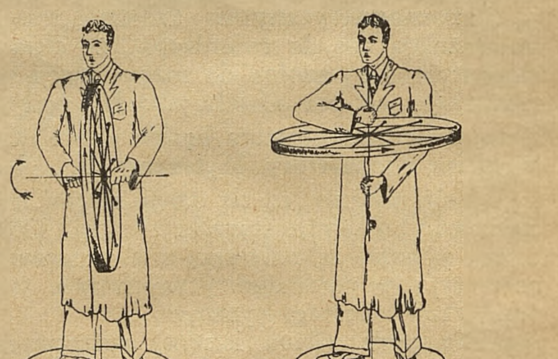
$$\frac{M}{I} = g \frac{q_e}{2m} \qquad (54)$$

$g=1$ dla orbity

$g=2$ dla krętu

Przed chwilą wspomniałem o pomiarze $\frac{M}{I}$. Obecnie opiszę zasadę takiego pomiaru, który — jak zobaczymy — ma dla teorii ferromagnetyzmu podstawowe znaczenie. Przede wszystkim jednak zapoznam czytelnika z analogią mechaniczną takiego doświadczenia, gdyż ułatwi to zrozumienie dalszego ciągu.

Demonstrujący (rys. 12) staje na stołku mogącym się obracać dokoła pionowej osi. W ręku trzyma rodzaj bąka — np. koło rowerowe — odpo-



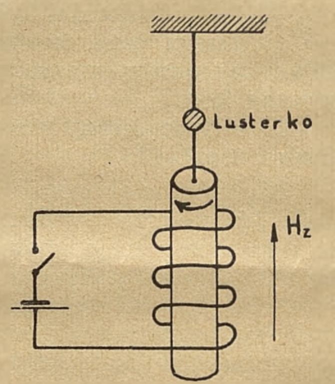
RYS. 12. NAGŁA ZMIANA POŁOŻENIA WIRUJĄCEGO BĄKA WYWOŁUJE OBRÓT STOŁKA WRAZ Z DEMONSTRUJĄCYM.

wiednio osadzone. Oś tego koła ma początkowo kierunek poziomy. Po wprawieniu tego bąka w szybki ruch obrotowy (dokonuje tego po-

mocnik), demonstrujący obraca go tak, aby oś bąka stała się równoległa do osi stołka. Przy tym otrzymuje on, wraz ze stołkiem na którym stoi, impuls obrotowy i zaczyna się obracać dokoła pionowej osi; obrót ten jest oczywiście hamowany tarciem osi stołka o łożysko.

Wyjaśnienie zachodzącego zjawiska jest następujące: wskutek zmiany kierunku osi wirowania, powstał określony moment obrotowy o kierunku równoległym do pionowej osi obrotu stołka. Zgodnie z zasadą zachowania momentu obrotowego, demonstrujący wraz ze stołkiem zacznie się obracać w takim kierunku, by przez ten obrót wytworzył się moment obrotowy równy lecz przeciwnie skierowany do momentu obrotowego będącego przyczyną powstania obrotu. **Ruch więc obrotowy demonstrującego wraz ze stołkiem jest rodzajem reakcji (zgodnie z III Zasadą Newtona).** Inną analogią będzie cofnięcie **się armaty po wystrzale, zgodnie z zasadą zachowania pędu.**[1])

Einstein i de Hass wykonali następujące doświadczenie. Pręt żelazny (rys. 13), pierwotnie nienamagnesowany, zawieszono na elastycznej nici, wewnątrz cylindrycznej cewki, mogącej wytworzyć (gdy przez jej zwoje prąd) pole magnetyczne o natężeniu dostatecznym do namagnesowania pręta do stanu nasycenia. Początkowo prąd przez cewkę nie płynie odpowiedni płynie. Obwód prądu zostaje w pewnej chwili zamknięty, przez co pręt ulega namagnesowaniu. W tej samej chwili pręt otrzymuje impuls obrotowy i zaczyna się obracać, skręcając nić, na której jest zawieszony. Skręcenie to może być zaobserwowane na przykład za pomocą rzucenia wiązki światła na lusterko zamocowane do nici, na której zawieszono pręt. Wiązka światła po odbiciu od lusterka, trafia na określone miejsce odpowiednio umieszczonej skali. Pod działaniem impulsu obrotowego nić ulegnie skręceniu, lusterko odchyli się i plamka świetlna przesunie się do innego miejsca skali.



RYS. 13. ZASADA DOŚWIADCZENIA EINSTEIN'A I DE HASSA.

Opisane zjawisko nosi nazwę **„zjawiska żyromagnetycznego„**[2]). Jakie jest jego wytłumaczenie? Wyżej już powiedziano, że elektronom krążącym dokoła jądra trzeba przypisać określone momenty magnetyczne, wyrażające się wzorami (52). Można więc przyjąć, że każdy elektron jest równoważny pewnemu małemu magnesowi. Gdy pręt był nienamagnesowany, poszczególne magnesy elementarne miały najrozmaitsze kierunki w przestrzeni tak, że ich wypadkowy moment magnetyczny był równy zeru. Z postaci wzorów (52) wynika także, że moment obrotowy jest proporcjonalny do momentu magnetycznego. Wobec tego, wypadkowy moment obrotowy pręta był także początkowo równy zeru. W chwili magnesowania, elementarne magnesy ustawiły się równolegle do kierunku pola, a więc i do osi pręta. Powstał więc określony wypadkowy moment magnetyczny. Powstaje więc także proporcjonalny do wypadkowego momentu magnetycznego — wypadkowy moment obrotowy o kierunku równoległym do osi pręta. **Analogicznie jak w opisanym wyżej doświadczeniu mechanicznym, zgodnie z prawem zachowania stałego momentu obrotowego, pręt jako całość, uzyska moment obrotowy równy, lecz przeciwnie skierowany do wytworzonego przez namagnesowanie i obróci się.**

Mierząc wychylenie plamki świetlnej na skali i znając moduł sprężystości nici, można obliczyć powstały moment obrotowy. Z drugiej strony można także znaleźć moment magnetyczny pręta po namagnesowaniu. Stosunek momentu magnetycznego pręta jako całości, do momentu obrotowego pręta jako całości, jest równy stosunkowi elementarnego momentu magnetycznego M do elementarnego momentu obrotowego I, t. j. wyraża się wzorem (54). Wynik liczbowy opisanego doświadczenia z prętem żelaznym daje na g ze wzoru (54) wartość równą 2. Oznacza to — co trzeba szczególnie podkreślić — że **własności magnetyczne żelaza związane są z istnieniem momentu magnetycznego krętów elektronów**. Żelazo jest jednak tylko jednym z materiałów posiadających własności ferromagnetyczne, można więc ogólnie powiedzieć, że **własności ferromagnetyczne są związane z istnieniem nieskompensowanych krętów elektronów wewnątrz poszczególnych atomów.** Teraz spójrzmy raz jeszcze na rys. 4. Widzimy, że rzeczywiście **w atomie żelaza mamy w poziomie *M* cztery nieskompensowane kręty.** Możemy więc już obecnie powiedzieć, że **wewnętrzne pole magnetyczne powstaje w ten sposób, że elektrostatyczne siły wymiany „porządkują„ kręty elektronów sąsiednich atomów w taki sposób, że momenty magnetyczne krętów ustawiają się zgodnie równolegle.**

Z kolei powstaje pytanie dlaczego, chociaż nieskompensowane kręty spotykają się w wielu miejscach periodycznego układu pierwiastków, tylko w określonym miejscu tego układu, a mianowicie dla żelaza, kobaltu i niklu oraz ich stopów występują własności ferromagnetyczne? Mechanika kwantowa daje na to taką odpowiedź. Wewnętrzne pole molekularne istnieje we wszystkich prawie ciałach, lecz na ogół ustawia ono momenty magnetyczne sąsiednich atomów przeciwnie tak, że działanie ich znosi się wzajemnie

[1]) Pęd p jest iloczynem z masy m przez szybkość v; $p = mv$. Ponieważ masie m w ruchu postępowym odpowiada moment bezwładności Θ w ruchu obrotowym, zaś szybkości v — szybkość kątowa ω, więc moment obrotowy I jest analogią pędu p. Podobnie zasada zachowania momentu obrotowego jest analogią zasady zachowania pędu.

[2]) Żyrostat = bąk.

(fizycy mówią w takim wypadku, że pole jest ujemne); w przypadku żelaza i materiałów o zbliżonych własnościach, wewnętrzne pole molekularne jest **dodatnie,** to znaczy momenty magnetyczne sąsiednich atomów ustawiają się zgodnie równolegle, dając silne wypadkowe działanie magnetyczne. W paragrafie poprzednim wielkość wewnętrznego pola molekularnego charakteryzowaliśmy spółczynnikiem A — wzór (37). Wprowadziliśmy także pojęcie temperatury krytycznej T_{kr}, przy czym — wzór (51): $T_{kr} = NM^2 \frac{A}{k}$. Jak widać, **temperatura krytyczna T_{kr} jako proporcjonalna do A może być miarą wielkości wewnętrznego pola molekularnego.** Dodatniemu polu molekularnemu odpowiada dodatnia wartość T_{kr}. Ujemnemu — ujemna wartość T_{kr}. W poprzednim paragrafie wyprowadziliśmy wzór (42) na podatność magnetyczną ciał stałych paramagnetycznych w postaci:

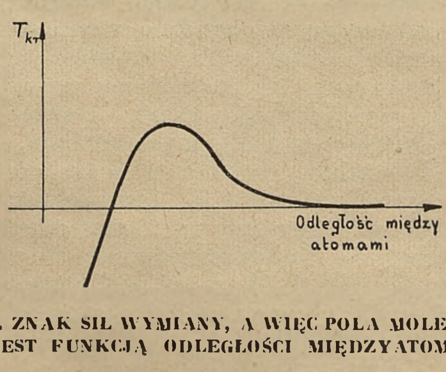
$$K = \frac{const}{T - T_{kr}} \qquad (55)$$

Gdy wewnętrzne pole magnetyczne molekularne jest ujemne, to jak już wiemy, T_{kr} jest ujemna; oznaczając $\Delta = - T_{kr}$, wzór (55) przybiera w tym wypadku postać:

$$K = \frac{const}{T + \Delta} \qquad (56)$$

Wzór ten, jak pokazuje doświadczenie, jest słuszny dla niektórych materiałów — na przykład palladu. Mimochodem więc stwierdziliśmy, że **także paramagnetyzm jest w pewnych przypadkach skutkiem istnienia określonego wewnętrznego ujemnego pola molekularnego.** ponieważ ten rodzaj paramagnetyzmu występuje przede wszystkim w metalach, otrzymał on nawet specjalną nazwę **paramagnetyzmu metalicznego.**

Stwierdziliśmy więc, że **powstanie własności ferromagnetycznych związane jest z istnieniem dodatniego wewnętrznego pola molekularnego.** Z kolei powstaje pytanie od czego zależy znak tego pola? Aby odpowiedzieć na to pytanie, rozważmy pewien materiał ferromagnetyczny. Wiemy już, że między atomami tego materiału występują siły wymiany, będące przyczyną powstania dodatniego pola molekularnego określonej wielkości. Wyobraźmy sobie, że



RYS. 14. ZNAK SIŁ WYMIANY, A WIĘC POLA MOLEKULARNEGO JEST FUNKCJĄ ODLEGŁOŚCI MIĘDZYATOMOWYCH.

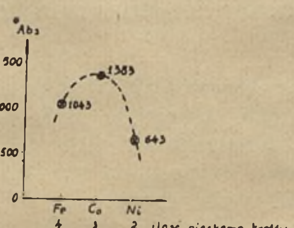
jesteśmy w stanie dowolnie daleko rozsuwać atomy naszego materiału. Wówczas w miarę rozsuwania, siły wymiany będą maleć, by wreszcie zniknąć zupełnie. W tym stanie materiał będzie czysto paramagnetyczny a podatność jego wyrazi się wzorem postaci $\varkappa = \frac{const}{T}$ (wzór 36). Gdy znowu będziemy atomy zbliżać do siebie, siły wymiany będą początkowo rosnąć, przy określonej odległości wystąpi ich maksimum, zaś przy dalszym zbliżaniu atomów będą one znów maleć, osiągną wartość zerową, **zaś przy jeszcze dalszym zbliżaniu atomów, siły te zmienią znak, to jest pole molekularne stanie się ujemne.** Ten przebieg sił wymiany, których miarą jest jak już wiemy temperatura krytyczna T_{kr} przedstawiony jest na rysunku (14) i może być wyprowadzony na drodze teoretycznej na podstawie praw mechaniki kwantowej. Jeśli porównać odległości atomowe w żelazie, kobalcie lub niklu, to okaże się, że odległości te odpowiadają tym właśnie, które teoretycznie powinny dać największe dodatnie wartości sił wymiany.

Aby więc **materiał był ferromagnetyczny**:

a) **atomy jego muszą posiadać wypadkowe momenty magnetyczne** (**nieskompensowane kręty**),

b) **siły wymiany muszą mieć odpowiedni znak i wartość**.

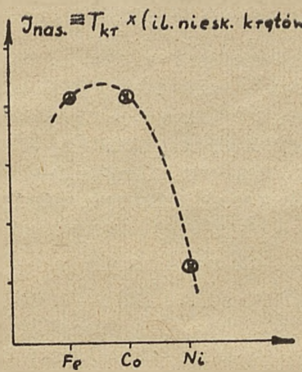
Mylnym jest natomiast powszechne mniemanie, że materiał jest ferromagnetyczny dlatego, że jego atomy mają wyjątkowo duże wypadkowe momenty magnetyczne. Materiały nie mające własności ferromagnetycznych mają często wypadkowe magnetyczne momenty atomowe większe od momentów materiałów ferromagnetycznych. Mangan na przykład ma 5 nieskompensowanych krętów, podczas gdy żelazo ma 4, kobalt 3 zaś nikiel tylko 2. W świetle nowej teorii, mangan nie jest ferromagnetyczny, gdyż odległości jego atomów są tego rodzaju, że siły wymiany mają nieodpowiedni znak. Jeśli jednak zrobić stop z 75% manganu, 14% miedzi i 11% aluminium, to stop ten będzie posiadać wybitne własności ferromagnetyczne (tak zwany **stop Heusler'a**), co tłumaczymy znowu odpowiednią wielkością i znakiem sił wymiany.



RYS. 15. TEMPERATURA KRYTYCZNA MATERIAŁÓW FERROMAGNETYCZNYCH.

Siły wymiany są więc czynnikiem powodującym zgodnie równoległe ustawienie krętów w sąsiednich atomach materiałów ferromagnetycznych. Ruchy cieplne atomów starają się oczywiście zakłócić owe uporządkowanie. Gdy temperatura jest dostatecznie wysoka, działanie ruchów cieplnych staje się tak silne, że siły wymiany nie są już w stanie utrzymać krętów w równoległości i ma-

teriał traci własności ferromagnetyczne, stając się paramagnetycznym. Wiemy już, że punkt krytyczny, w którym opisane zjawisko zachodzi, nosi nazwę punktu Curie.

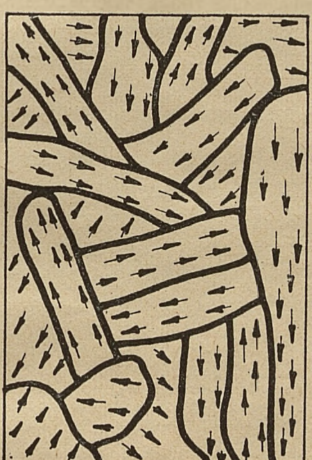


RYS. 16. NATĘŻENIE MAGNETYZACJI NASYCENIA MATERIAŁÓW FERROMAGNETYCNYCH.

Na rys. 15 podano punkt Curie dla żelaza, kobaltu i niklu. Widać, że maksimum p-tu Curie wypada dla kobaltu. Znaczy to, że **kobalt posiada największe wartości sił wymiany. Natężenie magnetyzajci nasycenia** J—**musi zależeć zarówno od wielkości sił wymiany, jak i od ilości nieskompensowanych krętów.** Można przyjąć, że **jest ono proporcjonalne do iloczynu tych wielkości.** Na rys. 16 podano zależność $J_{nas} = T_{kr} \times$ (ilość nieskompensowanych krętów) dla Fe, Co i Ni.

Z rysunku widać, że jedynie stop Fe—Co ma nasycenie większe od czystego Fe.

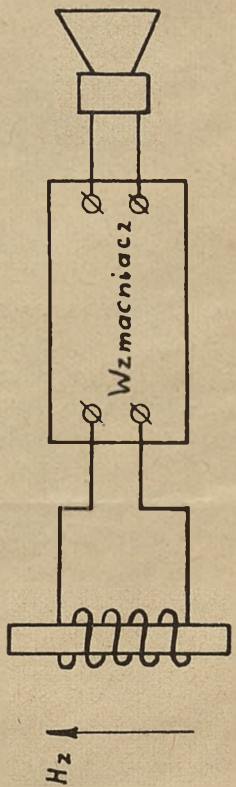
Samo istnienie sił wymiany nie wystarcza jednak do wyjaśnienia zachowania się ciał ferromagnetycznych. Jeśli mianowicie siły wymiany są dostatecznie duże, i mają odpowiedni znak, to jak już wiemy następuje zgodnie równoległe ustawienie krętów sąsiednich atomów. Zdawałoby się więc, że na przykład w próbce ciała ferromagnetycznego kręty wszystkich atomów winny ulec takiemu uporządkowaniu. Lecz w takim razie próbka, jako całość, powinna by była objawiać określoną i to dużą magnetyzację. Wiadomo jednak, że próbki materiałów ferromagnetycznych nie posiadające ,,przeszłości magnetycznej'' nie wykazują na ogół—jako całość—magnetyzacji.



RYS. 17. DOMENY W PRÓBCE MATERJAŁU FERROMAGNET.

Aby być w zgodzie z jednej strony z teorią sił wymiany, z drugiej zaś z rzeczywistymi własnościami ciał ferromagnetycznych trzeba przyjąć, że omówione wyżej **porządkowanie krętów** w sąsiednich atomach **zachodzi, lecz rozciąga się jedynie na obszary o wymiarach znacznie mniejszych od wymiarów samej próbki. Rzeczywiste ciała ferromagnetyczne należy uważać za składające się z drobnych obszarów, zwanych „domenami,,. W każdej domenie kręty sąsiednich atomów są ustawione zgodnie równolegle w pewnym kierunku. Gdy ciało jest nienamagnesowane, kierunek wypadkowej magnetyzacji poszczególnych domen ma różny kierunek przestrzenny, wobec czego wypadkowa magnetyzacja próbki jako całości jest równa zeru**—rys. 17.

Doświadczenie, które zaraz opiszę, dowodzi w sposób oczywisty istnienia domen. Na pręcie żelaznym—rys. 18—nawinięto szereg zwojów. Końce utworzonej w ten sposób cewki załączono na wejście wzmacniacza małej częstotliwości. Na wyjściu wzmacniacza znajduje się głośnik. Pręt żelazny umieszczony jest w przestrzeni, w której może być wytworzone, zwolna narastające, pole magnetyczne H_z. Gdy natężenie tego pola rośnie, w głośniku słychać rodzaj szelestu. Pochodzenie jego można wytłumaczyć jedynie jeśli się przyjmie, że zmiana magnetyzacji J w miarę zwiększania natężenia zewnętrznego pola H_z, zachodzi nie w sposób ciągły—lecz skokami. Każdemu skokowi J odpowiada skok B, lecz jak wiadomo zmiana B w czasie powoduje powstanie określonego impulsu siły elektromotorycznej. Ten impuls siły elektromotorycznej, wzmocniony we wzmacniaczu, jest właśnie przyczyną powstawania omówionego efektu akustycznego. Stosując pewną odmianę opisanej metody można znaleźć, że przeciętnemu efektowi akustycznemu w głośniku odpowiada zmiana magnetyzacji w obszarze o wymiarach sześcianu o krawędzi 0,002 cm. Łatwo obliczyć, że obszar taki zawiera około 10^{15} atomów.



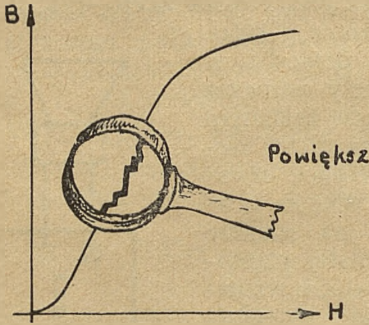
RYS. 18. ZASADA DOŚWIADCZENIA BARKHAUSENA.

Opisany przed chwilą efekt magnesowania nosi nazwę **„efektu Barkhausena,,.**

Na rys. 19 podano przykład zależności $B = f(H)$ dla pewnej próbki żelaza. Uwzględniając wynik opisanego przed chwilą doświadczenia, można powiedzieć, że **ciągły charakter krzywej $B = f(H)$ jest jedynie złudzeniem wynikającym z obranej dla B skali. Obierając skalę odpowiednio dużą (bilion razy większą) lub patrząc „przez lupę,,** (co oczywiście ro-

zumieć należy jedynie w przenośni) na krzywą wykreśloną w skali normalnej — **okaże się, że zmiana** B **ma charakter nieciągły i składa się z szeregu nieregularnych stopni** — co przedstawiono na powyższym rysunku.

Jak wiadomo, ciała ferromagnetyczne przy dostatecznie silnych polach zewnętrznych H_z wykazują „nasycenie", t. j. przy dalszym wzroście H_z, J już nie rośnie. Ta maksymalna wartość J nosi, jak już wiemy, nazwę magnetyzacji nasycenia J_{nas}. Ponieważ siłom wymiany przeciwdziałają wpływy ruchu cieplnego, które to wpływy są

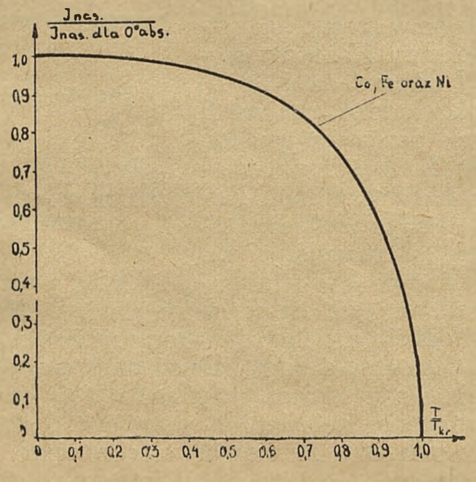


RYS. 19. KRZYWA MAGNESOWANIA „W POWIĘKSZENIU".

tym większe, im wyższa jest temperatura T, więc jasnym jest, że **magnetyzacja nasycenia** J_{nas} **musi być fukncją temperatury** T **i jest tym mniejsza im większa jest** T. Gdy temperatura osiągnie temperaturę p-ktu Curie ($T = T_{kr}$), to ferromagnetyzm znika i $J_{nas} = 0$.

Na rys. 20 podano wyniki pomiarów

$$\frac{J_{nas}}{J_{nas} \text{ dla } T = 0^0_{abs}} = f\left(\frac{T}{T_{kr}}\right)$$



RYS. 20. NASYCENIE MAGNETYZACJI J_{nas} MATERJAŁU FERROMAGNETYCZNEGO JEST FUNKCJĄ TEMPERATURY T.

dla Fe, Ni i Co. Rezultat jest interesujący. Okazuje się, że chociaż każde z tych ciał ma różny p-kt Curie i różne nasycenia magnetyzacji, to jednak w obranym układzie współrzędnych wyniki pomiarów dają dla Fe, Ni oraz Co jedną i tą samą krzywą.

Interpretując powyższą krzywą można powiedzieć, że **to, co przyjęto określać mianem „nasycenia" materiału ferromagnetycznego jest uporządkowaniem poszczególnych domen, przy czym wartość tego nasycenia jest niezależna od zewnętrznego pola** H_z, **lecz jedynie od temperatury ciała** T, **gdyż temperatura ta określa wzajemny stosunek sił wymiany i ruchu cieplnego. Prawdziwe nasycenie ciała ferromagnetycznego, które można nazwać „nasyceniem nasycenia" może być osiągnięte jedynie dla temperatury zbliżonej do temp. zera bezwzględnego.**

6. Zakończenie.

Jesteśmy przy końcu naszego przeglądu własności magnetycznych. Na podstawie rozważań możemy powiedzieć, że **istnieją na ogół cztery różne grupy własności magnetycznych: diamagnetyzm**; paramagnetyzm charakteryzujący się „swobodnym" ustawieniem momentów atomowych, który nazwiemy krótko **paramagnetyzmem Curie**; paramagnetyzm charakteryzujący się ustawieniem momentów atomowych pod działaniem sił wymiany, który nazwaliśmy już wyżej **paramagnetyzmem metalicznym** i wreszcie **ferromagnetyzm.** Z punktu widzenia pochodzenia własności magnetycznych, diamagnetyzm i paramagnetyzm Curie tworzą grupę wspólną, gdyż związane są z własnościami poszczególnych atomów. Paramagnetyzm metaliczny oraz ferromagnetyzm należą także do wspólnej grupy, gdyż związane są ze sobą istnieniem międzyatomowych sił wymiany. Wszystkie więc rodzaje zjawisk magnetycznych możemy ująć wtaki schemat:

M a g n e t y z m

„swobodne atomy" | między atomami działają siły wymiany

$M = 0$	$M \neq 0$		
diamagnetyzm	paramagnetyzm Curie + diamagnetyzm	paramagnetyzm metaliczny + diamagnetyzm (ujemne pole molekularne)	ferromagnetyzm + diamagnetyzm. (dodatnie pole molekularne).

Na zakończenie pragnę podziękować Panom: inż. Cz. Rajskiemu oraz inż. E. Olszewskiemu, asystentowi Zakładu Mechaniki Teoretycznej P.W. za łaskawe przejrzenie rękopisu, szereg uwag krytycznych oraz wyjaśniającą dyskusję.

7. LITERATURA

a) Książki.

1. **M. J. Lemoine i M. A. Blanc.**
Traité de Physique, t. III, Electricité Générale, Paris, Librairie de l'enseignement technique, 1933 (rozdziały XXIV, XXV i XXVI).
2. **Zbiorowe.**
Magnetism, London, the Institute of Physics, 1939 (odczyt I).
3. **Zbiorowe.**
Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, t. XVI, Berlin, Julius Springer, 1937 (str. 132—112).

b) Artykuły.

1. **R. M. Bozorth.**
Present status of ferromagnetic theory, Electrical Engineering, 1935, t. 54 Nr. 11 str. 1251—1261.
2. **K. K. Darrow.**
Contemporary Advances in Physics, XXX — The Theory of Magnetism, the Bell System Technical Journal, 1936, t. XV, Nr. 2 str. 224—247.
3. **K. K. Darrow.**
Spinning Electrons, Electrical Engineering, 1937, t. 56, Nr. 10, str. 1228—1235.

Redaktor: **Inż. Henryk Pomirski.** Wydawca: **Stow. Teletechników Polskich.**

Drukarnia Techniczna, Sp. Akc., Warszawa, Czackiego 3/5, tel.: 614-67 i 277-98.